

УДК 537.62

# ВЛИЯНИЕ МНОГОДОМЕННОГО СОСТОЯНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКА В МАЛЫХ ПОЛЯХ

Ю.Д. Орлов<sup>1</sup>, А.Г. Хохолков<sup>2</sup>

Тверской государственный университет,

<sup>1</sup>кафедра общей физики, <sup>2</sup>кафедра магнетизма

Для интерпретации экспериментальных температурных зависимостей намагниченности на базе метода фаз Нееля разработана универсальная модель расчета температурного хода намагниченности материалов с различным типом магнитокристаллической анизотропии, позволяющая описать в рамках единого подхода поведение ферромагнетиков в области спин-переориентационных переходов и фазового перехода порядок–беспорядок.

Полученные ранее экспериментальные данные о температурных зависимостях магнитной восприимчивости позволяют утверждать, что их вид в области перехода в парамагнитное состояние существенно различается для соединений с многоосной и одноосной магнитокристаллической анизотропией (МКА) и не зависит от типа кристаллической структуры [1].

Известно, что в области малых магнитных полей существенное влияние на процессы намагничивания образца оказывает развитая магнитная доменная структура (ДС). Для учета влияния ДС применялся метод фаз Нееля [2], детально разработанный для вычисления кривых намагничивания и начальной магнитной восприимчивости одноосных ферромагнетиков в [3]. В методе фаз принимается, что в отсутствие внешнего магнитного поля векторы самопроизвольной намагниченности в отдельных областях кристалла расположены вдоль направлений  $\mathbf{n}_i$ , совпадающих с направлениями легкого намагничивания. Характер распределения таких областей в кристалле, как и энергия доменных границ, не учитывается. Доменная структура при таком подходе характеризуется числом магнитных фаз, которое определяется числом направлений легкого намагничивания в кристалле. При этом  $i$ -я магнитная фаза характеризуется соответствующим объемом  $v_i$ , который определяется как относительный суммарный объем всех доменов, намагниченных параллельно направлению  $\mathbf{n}_i$  так, что при отсутствии внешнего магнитного поля

$$\sum_i \mathbf{n}_i v_i = 0 \text{ и } \sum_i v_i = 1. \quad (1)$$

При наличии внешнего магнитного поля компонента намагниченности монокристалла  $I_n$  вдоль направления  $\mathbf{n}$  определяется как

$$I_n = I_s \sum_i v_i \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}. \quad (2)$$

Энергия ферромагнитного монокристалла с учетом доменной структуры может быть записана в виде

$$\mathcal{A} = \sum_{i=1}^n (K_1 \cdot \sin^2 \varphi_i + K_2 \cdot \sin^4 \varphi_i) \cdot v_i - \mathbf{I}\mathbf{H} + \frac{NI^2}{2}, \quad (3)$$

где  $\varphi_i$  – угол между вектором намагниченности и кристаллографической осью в  $i$ -й фазе,  $n$  – число фаз,  $v_i$  – объем  $i$ -й фазы,  $I$  – вектор суммарной намагниченности монокристалла,  $\mathbf{H}$  – вектор напряженности внешнего магнитного поля,  $K_1$  и  $K_2$  – константы магнитокристаллической анизотропии,  $N$  – размагничивающий фактор. При этом

$$\mathbf{I}\mathbf{H} = I_H H = H(I_x \sin \theta + I_y \cos \theta), \quad (4)$$

$$I_x = \sum_i I_{xi} v_i = \sum_i I_s v_i \sin \varphi_i, \quad (5)$$

$$I_y = \sum_i I_{yi} v_i = \sum_i I_s v_i \cos \varphi_i. \quad (6)$$

Значение угла  $\varphi$  определяется из условия минимума энергии  $E$ . Варьируя параметр  $H$  при неизменных  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $\theta$  и  $I_s$ , можно построить кривую намагничивания монокристалла. Так как  $K_1$ ,  $K_2$  и  $I_s$  являются функциями температуры, то, зная зависимости  $K_1(T)$ ,  $K_2(T)$  и  $I_s(T)$ , можно построить температурную зависимость  $I(T)$  в заданном поле.

Аналитические формулы, полученные для расчета кривых намагничивания и температурных зависимостей магнитной восприимчивости в рамках метода фаз Нееля [3], не применимы в случае МКА с метастабильными состояниями. Численное решение данной задачи позволяет описать в рамках единого подхода зависимости  $I(T)$  магнетика с любым типом МКА.

Анализ результатов [3] для магнитной восприимчивости ферромагнетика с анизотропией типа «ось легкого намагничивания» дает условие возрастания восприимчивости при увеличении температуры:

$$\frac{dI_s}{I_s} > \frac{1}{2} \frac{dK_1}{K_1} \Leftrightarrow \frac{dI_s}{dT} > \frac{I_s}{2K_1} \frac{dK_1}{dT}. \quad (7)$$

Таким образом, температурное поведение намагниченности в малых полях зависит от взаимной динамики изменения констант магнитокристаллической анизотропии и спонтанной намагниченности ферромагнетика с изменением температуры.

На рис. 1 приведены температурные зависимости намагниченности ферромагнетика с анизотропией «ось легкого намагничивания», рассчитанные для различных температурных зависимостей константы магнитнокристаллической анизотропии  $K_1$ . Индексы 1...5 указывают на значения константы  $K_1$  при  $T = T_c$ :  $K_1(1) = 1 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1(2) = 5 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1(3) = 1 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1(4) = 1 \cdot 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1(5) = 0$ .

Из данных рис. 1 видно, что значение константы анизотропии вблизи температуры Кюри оказывает существенное влияние на температурные зависимости намагниченности в малых магнитных полях, при этом в поле, приложенном вдоль оси легкого намагничивания монокристалла (рис. 1, а),

вид температурной зависимости не зависит от динамики изменения констант магнитокристаллической анизотропии.

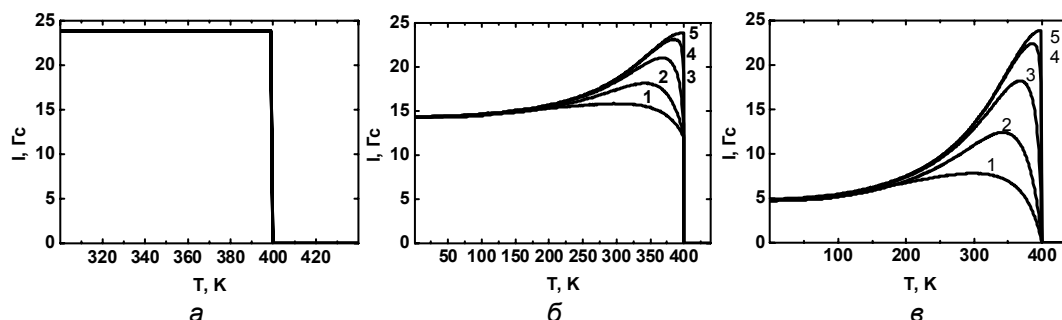


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности для различных констант анизотропии в поле 100 Э. Угол между внешним полем и осью  $c$  кристалла: 0 (а), 45 (б) и 90° (в)

Предложенная модель также позволяет описать поведение температурных зависимостей намагниченности магнетика в области спин-переориентационных фазовых переходов, измеренных в малых полях. При этом возможно разделение вкладов в намагниченность: вклада от вращения вектора намагниченности в магнитных фазах и вклада от изменения относительных объемов фаз.

Объяснение причины появления наблюдаемого при  $T_c$  резкого максимума на температурных зависимостях магнитной восприимчивости соединений с анизотропией типа «ось легкого намагничивания» [1] может быть получено при учете парапроцесса, или истинного намагничивания (компенсации температурных флуктуаций самопроизвольной намагниченности внешним магнитным полем), особенно сильного вблизи температуры Кюри. В качестве первого приближения при этом можно использовать классическую теорию Вейсса, в соответствии с которой намагниченность насыщения ферромагнетика при температуре  $T$  во внешнем магнитном поле  $H$  может быть численно получена из уравнения

$$\ln \frac{1+y}{1-y} = \frac{2T_c}{T} y + \frac{2m_0 H}{kT}. \quad (8)$$

Здесь  $k = 1.38054 \cdot 10^{-16}$  эрг·К<sup>-1</sup> – постоянная Больцмана,  $m_0$  – магнитный момент узла кристаллической решетки (при расчетах использовалось значение  $m_0 = m_{Fe} = 2\mu_B$ , где  $\mu_B = 9.2732 \cdot 10^{-21}$  эрг·Гс<sup>-1</sup> – магнетон Бора),  $y = \frac{I_s(T, H)}{I_s(0, 0)}$  – относительная намагниченность.

Восприимчивость парапроцесса может быть вычислена как производная функции (8) по магнитному полю  $H$ .

Соответственно намагниченность парапроцесса в поле  $H$  будет определяться как

$$I^{para} = \int_0^H \chi dH. \quad (9)$$

Учитывая, что внутреннее поле в образце при наличии доменной структуры отличается от внешнего, намагниченность  $i$ -й магнитной фазы можно представить в виде

$$\begin{aligned} I_{xi} &= I_s \sin \varphi_i + I_x^{para}, \\ I_{yi} &= I_s \cos \varphi_i + I_y^{para}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} I_x^{para} &= \int_0^{H_{ix}} \chi dH, \\ I_y^{para} &= \int_0^{H_{iy}} \chi dH, \end{aligned} \quad (11)$$

и

$$\begin{aligned} H_{ix} &= H_x - NI_x, \\ H_{iy} &= H_y - NI_y. \end{aligned} \quad (12)$$

Используя (8) – (12) при решении (3) – (6), можно учесть влияние парапроцесса на температурную зависимость намагниченности анизотропного ферромагнетика с учетом наличия в образце доменной структуры. На рис. 2 приведены рассчитанные температурные зависимости намагниченности ферромагнетика с анизотропией типа «ось легкого намагничивания» вблизи температуры Кюри в магнитном поле 100 Э при различных значениях константы магнитокристаллической анизотропии  $K_1$  в  $T_c$ :  $K_1(1) = 1 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1(2) = 1 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_1(3) = 1 \cdot 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>.

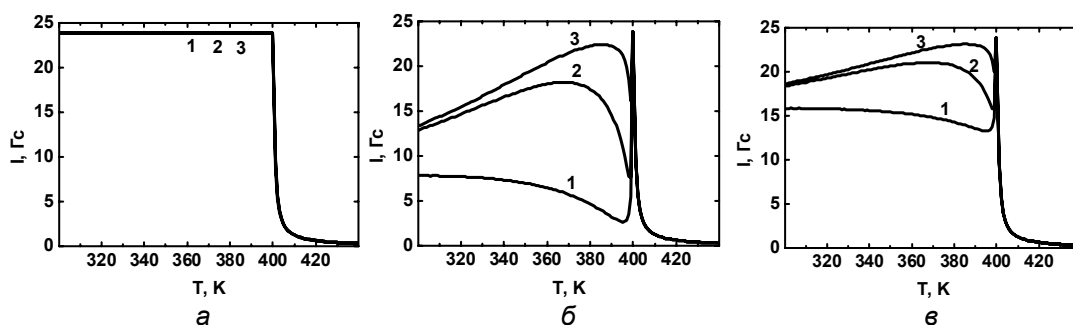


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности для различных констант анизотропии в поле 100 Э в области  $T_c$ . Угол между внешним полем и ОЛН: 0 (а), 45 (б) и 90° (в)

На рис. 3 представлены рассчитанные температурные зависимости намагниченности ферромагнетика с анизотропией типа «ось легкого намагничивания» в полях 100, 500 и 1000 Э при различных значениях константы  $K_1$  при температуре Кюри.

Анализ полученных результатов показывает, что с уменьшением значения  $K_1(T_c)$  и угла между внешним полем и ОЛН относительная величина пика на температурных зависимостях намагниченности уменьшается. Также при этом уменьшается величина магнитного поля, необходимого для исчезновения пика на температурной зависимости. Вид температурной зависимости в случае малых полей для ферромагнетика с анизотропией типа «легкий конус» аналогичен зависимости на рис. 2, а и не зависит ни от величины констант анизотропии, ни от ориентации образца относительно направления внешнего поля.

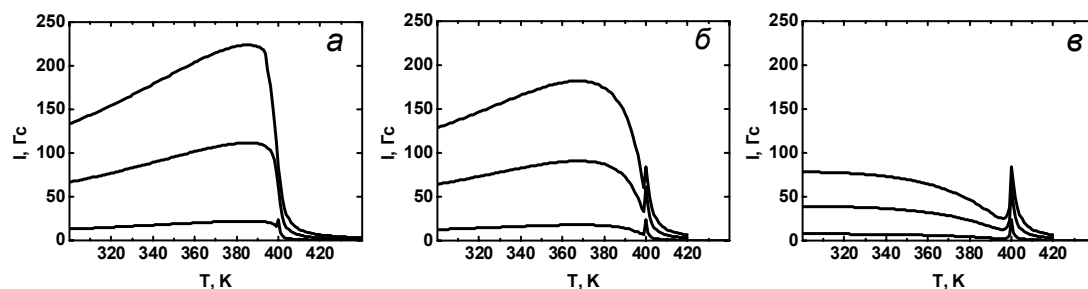


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности в полях 100, 500 и 1000 Э для угла  $90^\circ$  между внешним полем и ОЛН. Значения констант анизотропии в области  $T_c$ :  $K_1 = 1 \cdot 10^4$  (а);  $1 \cdot 10^5$  (б);  $1 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> (в)

Обобщая полученные данные, можно сделать вывод, что наличие или отсутствие острого максимума в температуре Кюри (обусловленного вкладом парапроцесса в намагничивание) на температурной зависимости намагниченности зависит от типа МКА соединения, значения внешнего поля и его ориентации относительно оси с монокристалла.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (проект НШ-205.2003.2) и грантов РФФИ № 05-02-17197 и 05-02-16361.

### Список литературы

1. Хохолков А.Г., Грушичев А.Г. Температурные зависимости магнитной восприимчивости соединений  $Y_2Fe_{17}$ ,  $Y_6Fe_{23}$ ,  $YFe_2$ ,  $R_2Fe_{14}B$  ( $R=Y, Nd, Sm$ ),  $R_3Fe_xTi_3$  ( $R=Y, Gd$ ;  $x=34, 33, \dots, 24$ ) вблизи температуры Кюри // Вестник ТвГУ. Сер. Физ. 2004. Вып. 1. № 4(6). С. 50–53.
2. Neel L. Les lois de l'aimantation et de subdivision en domaines elementaires d'un monocristal de fer (I) // J.de Phys.Radium. 1944. V. 5. P. 241–251.
3. Kronmuller H., Trauble H., Seeger A., Boser O. Theorie der Anfangssuszeptibilitat und der Magnetisierungskurve von hexagonalen Kobalt-Einkristallen // Mater. Sci. Eng. 1966. V. 1. P. 91–109.